

波による底質の浮遊

出口 一郎

1. はじめに

漂砂移動とそれに伴って生ずる海浜変形に関しては、多くの研究者によって多方面からの研究が行われており、それらの成果についてはすでに夏期講習会においても諸先輩によってとりまとめられ、講義されている。このような漂砂とそれに伴って生ずる諸現象に関する研究の一つの最終目的は、「いかに精度よく将来生ずるであろう海浜変形を予測するか」ということであることはいうまでもない。

従来、海浜変形予測は、主として numerical model あるいは physical model もしくは両者を補間し合う形のいわゆる hybrid model を用いて行われており、海岸における漂砂現象の解明は numerical model においては、そこで用いるべき漂砂量の定量化において physical model においては現地と模型における相似関係を確立するという点において大変重要な研究課題となっている。

海岸における漂砂移動形態としては、掃流、浮遊、sheet flow あるいは wash load といった形態がよく知られている。このうち、浮遊状態での漂砂移動は、それ自体が河口からの流出土砂あるいは海中投棄された土砂の海域における堆積、あるいは港湾、航路埋没等の現象に重要な役割を果たし、さらに底質が浮遊するかどうかということが来襲波浪に対する海岸の一つの重要な応答特性を決定する指標となる。一方、掃流及び浮遊状態での漂砂移動機構（輸送流れ、速度等）は明らかに異なることから、漂砂移動制御構造物を考える場合においても掃流状態での漂砂移動を対象にするか、あるいは浮遊状態の漂砂移動を対象にするかによって、採用すべき構造物の性質が異なるはずである。

以上の観点から、本稿では特に波によって生ずる浮遊砂をとり上げ、浮遊漂砂と水深変化の関わり、浮遊漂砂濃度の表現法、浮遊砂と掃流砂の関係等について既往の研究成果をとりまとめたものである。

2. 浮遊漂砂量と水深変化

まず漂砂移動と水深変化の関係について、漂砂濃度の連続方程式に基づいて考察し、浮遊漂砂がいかなる機構で水深変化と関わっているかということについて述べる。

2.1 漂砂移動と水深変化

簡単のため、波の進行方向に x 軸、鉛直上方に z 軸をとった図 2-1 に示す 2 次元の現象として考えると、体積比で表わされた漂砂濃度 $c(x, z, t)$ の連続式は次式で表わされる。

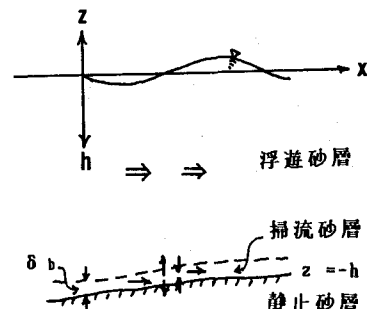


図 2-1 座標系

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial cu_s}{\partial x} + \frac{\partial cw_s}{\partial z} = 0 \quad (2-1)$$

ここに $u_s = (u_s, w_s)$ は砂粒移動速度ベクトルである。砂粒移動速度と水粒子速度の関係については 3-2 (iii) において簡単な考察を行う。

漂砂移動とそれに伴って生ずる水深変化の関係を明らかにするために (2-1) 式を水深方向に漂砂移動が生じている範囲 $z = \eta \sim h$ の間で積分する。ここに $z = -h$ は掃流砂層最下端水深で、自由表面 $z = \eta$ からは漂砂は飛び出さないという条件

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u_s \frac{\partial \eta}{\partial z} - w_s = 0 \quad \text{on} \quad z = \eta$$

を用いると、次式が得られる。

$$c_{-h} \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} c dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} cu_s dz - (cu_s)_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} - (cw_s)_{-h}$$

さらに水深変化に対する掃流砂、浮遊砂の寄与を明らかにするため、上式右辺の積分を $z = -h$, $-h + \delta_b$ の掃流砂層及び $z = -h + \delta_b$, η に対応する浮遊砂層 (δ_b は掃流砂層厚) に分離して考える。

$$\begin{aligned} c_{-h} \frac{\partial h}{\partial t} = & \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{-h+\delta_b} c dz + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \int_{-h}^{-h+\delta_b} cu_s dz - (cu_s)_{-h} \cdot h \right\} + (cw_s)_{-h} + \Delta Q}_A \\ & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h+\delta_b}^{\eta} c dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h+\delta_b}^{\eta} cu_s dz - \Delta Q}_B \end{aligned} \quad (2-2)$$

(2-2) 式右辺の A 項が掃流砂層内、B 項が浮遊砂層内の漂量 flux の収支を表わす。浮遊砂層内の漂砂濃度の時間変化は、水平方向に流入、流出する漂砂量 flux の勾配と掃流、浮遊砂層の境界における生成 (浮上) あるいは消散 (沈降) 量によって生ずる。時間的に定常な浮遊砂濃度が生じている状態において、鉛直方向の 1 次元拡散方程式の解として得られる浮遊砂濃度は後者の浮遊砂に対応し、いわゆる wash load は前者に対応するが、これらについては次章で詳述する。

一方、一般に現地海岸において水深変化予測の対象となる時間スケールは、少なくとも数時間以上であり、それは個々の来襲波の周期に比べて十分に長い。したがって、(2-2) 式においてもこの程度の時間スケールの水深変化を論議するにあたり、通常行われている意味での数波にわたる時間平均をとって考える。この時間平均を $-$ で示し、さらに掃流砂層最下端での u_s 及び w_s はほぼ 0 となみすと (2-2) 式は次式ようになる。

$$\begin{aligned} c_{-h} \frac{\partial h}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{-h+\delta_b} c dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{-h+\delta_b} cu_s dz + \Delta Q \\ & + \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h+\delta_b}^{\eta} c dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h+\delta_b}^{\eta} cu_s dz - \Delta Q \end{aligned} \quad (2-3)$$

(2-3)式により明らかなように、時間的にはほぼ定常とみなせる漂砂移動が生じている状態においては、浮遊砂量 flux の勾配によって浮遊砂層及び掃流砂層間の漂砂量の交換 ΔQ が生じ、その結果水深変化が生ずる。

2.2 時間平均浮遊砂量 flux と時間平均浮遊砂濃度及び位相の関数としての浮遊砂濃度の関係

つぎに、(2-3)式で表現される浮遊砂量 flux に対して、浮遊砂濃度及び流体運動の時間的に定常な成分、波動の周期に対応した変動成分及び乱れ成分がどのように寄与しているかということについて考察する。

まず規則波による浮遊砂濃度を考え、Kennedy ら¹⁾ にならい、浮遊砂濃度 c 及び移動速度 $u_s (= (u_s, v_s))$ を定常成分 $\bar{c}$, $\bar{u}_s$, 位相平均成分 c_p , u_{sp} 及び乱れ成分 c' , u'_s に分離して考える。すなわち、

$$c = \bar{c} + c_p + c' \quad , \quad u_s = \bar{u}_s + u_{sp} + u'_s \quad (2-4)$$

これらの関係を(2-3)式の浮遊砂量 flux に代入すると

$$q_{sx} = \int_{-h+\delta_b}^{\eta} \{ (\bar{c} + c_p) \bar{u}_s + (\bar{c} + c_p) u_{sp} + \underline{c' u'_s} \} dz \quad (2-5)$$

が得られる。ここで、(2-5)式右辺で下線を付した乱れによる flux は通常 $\bar{c} + c_p$ の水平方向拡散に寄与する項であり、したがって net の浮遊砂量 flux を定量化するには時間平均濃度 $\bar{c}$ 及び位相平均濃度 $(\bar{c} + c_p)$ が必要となる。

3. 浮遊砂濃度の表現

浮遊砂濃度を表現する場合の基礎式は、先に述べた(2-1)式である。ここでもKennedy¹⁾にならい、(2-1)式に(2-4)式を代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{c} + c_p + c')}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (\bar{c} + c_p + c') (\bar{u}_s + u_{sp} + u'_s) \} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \{ (\bar{c} + c_p + c') (\bar{w}_s + w'_{sp} + w'_s) \} = 0 \end{aligned} \quad (3-1)$$

本章では(3-1)式に基づいて時間平均濃度 $\bar{c}$ 及び位相平均濃度が c_p がどのように表現されるかということについて述べる。

3.1 時間平均濃度について

(3-1)式を時間平均すると次式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} \bar{c} + \overline{u_{sp} c_p} + \overline{u'_s c'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w}_s \bar{c} + \overline{w_{sp} c_p} + \overline{w'_s c'}) = 0 \quad (3-2)$$

(i) 水平方向に移流がない(あるいは x 方向に現象が一様である)場合の時間平均濃度

この場合の時間平均濃度の鉛直分布に対しては、古くから数多くの理論的・実験的な研究が行われており、さらに現地(不規則)波浪に対しても時間平均濃度は定義されることから、多くの実測結果が蓄積されている。

(3-1)式において $\partial/\partial t$ 及び $\partial/\partial x \sim 0$ とおき、

$$\epsilon_{sz} = -(\overline{w_{sp}c_p} + \overline{w'_s c'}) / (\partial \bar{c} / \partial z) \quad (3-3)$$

で定義される浮遊砂鉛直方向拡散係数 ϵ_{sz} を用いると $\bar{c}$ に対する定常鉛直方向1次元拡散方程式

$$w_f \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \epsilon_{sz} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right\} = 0 \quad (3-4)$$

が得られる。ここに、 $\bar{w}_s = -w_f$ は浮遊砂の沈降速度である。(3-4)式に基づいて $\bar{c}$ を計算する場合には、拡散係数 ϵ_{sz} 及び(3-4)式で $\bar{c}$ が表現可能な最下点(基準点)における境界条件を与える必要がある。この境界条件は、時間平均濃度あるいは時間平均鉛直方向fluxで与えられるが、これらについては5章で述べる。

(ii) 平均流による水平方向の移流がある場合の時間平均浮遊砂濃度

(3-1)式を時間平均し、さらに

$$\epsilon_{sx} = -(\overline{u_{sp}c_p} + \overline{u'_s c'}) / (\partial \bar{c} / \partial x) \quad (3-5)$$

で定義される水平方向拡散係数 ϵ_{sx} を用いると、次に示す移流拡散方程式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{c} \bar{u}_s) - w_f \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_{sx} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon_{sz} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) \quad (3-6)$$

河口流出する浮遊砂、海中投棄された土砂の挙動あるいは航路、港湾埋没等の現象の解析には(3-6)式を3次元に拡張し、鉛直方向に積分された2次元移流拡散方程式

$$\frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} + V \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x} + V \frac{\partial \tilde{c}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (k_{sx} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (k_{sy} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial y}) + \frac{1}{h+\eta} \Delta Q \quad (3-7)$$

$$\Delta Q = [\overline{w_{sp}c_p} + \overline{w'_s c'} - w_f \bar{c}]_z = -h \quad (3-8)$$

が用いられる。²⁾³⁾⁴⁾ ここに $\tilde{c} = \left(\int_{-h}^{\eta} \bar{c} dz \right) / (h+\eta)$ で、 k_{sx} k_{sy} は $\tilde{c}$ に対する拡散係数である。しかし、(3-7)式においては、 $\bar{c}$ の鉛直方向勾配が無視されるため、(3-6)式を水平方向の複数レベルに分割して浮遊砂の輸送問題を解析する方法も試みられている。(3-6)式は(2-3)式右辺第4～6項に対応している。

また、これらの式に基づいて $\bar{c}$ あるいは $\tilde{c}$ を計算するにあたっては、(3-4)式同様底部における境界条件(濃度あるいはflux)と拡散係数 k_{sx} , k_{sy} を与える必要がある。

3.2 位相(時間)の関数としての浮遊砂濃度

位相(時間)の関数としての浮遊砂濃度を表現する方法としては次の2つの方法がある。1つは鉛直方向 flux あるいは濃度を位相の関数として与える方法で、他の1つは流体内における浮遊砂粒子の存在確率に関する確率微分方程式、いわゆる Langvin 方程式⁶⁾ を解くことによって時間の関数としての浮遊砂濃度を表現するというstochasticな方法である。以下でこの2つの方法について述べておく。

(i) 一次元拡散方程式に基づく浮遊砂濃度の位相変化

ここでは、(3-1)式の時間平均をとる代りに位相平均をとり、 $\langle \rangle$ で位相平均値を表わすと、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \bar{c} + c_p \rangle + \frac{\partial}{\partial x} \langle (\bar{c} + c_p) \bar{u}_s + (\bar{c} + c_p) u_{sp} + c' u'_s \rangle \\ + \frac{\partial}{\partial z} \langle (\bar{c} + c_p) \bar{w}_s + (\bar{c} + c_p) w_{sp} + c' w'_s \rangle = 0 \end{aligned} \quad (3-9)$$

ただし、 c' 、 u'_s 、 w'_s 等は位相とは独立であるとしている。

さらに、

$$\epsilon'_{sx} = - \langle c' u'_s \rangle / \left\{ \frac{\partial}{\partial \eta} \langle \bar{c} + c_p \rangle \right\}, \quad \epsilon'_{sz} = - \langle c' w'_s \rangle / \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{c} + c_p \rangle \right\} \quad (3-10)$$

で定義される拡散係数を用いると(3-9)式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \bar{c} + c_p \rangle + \frac{\partial}{\partial t} \langle (\bar{c} + c_p) \bar{u}_s + (\bar{c} + c_p) u_{sp} \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle (\bar{c} + c_p) w_{sp} \rangle \\ = \frac{\partial}{\partial z} \langle (\bar{c} + c_p) w_f \rangle + \frac{\partial}{\partial x} \{ \epsilon'_{sx} \frac{\partial}{\partial x} \langle \bar{c} + c_p \rangle \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ \epsilon'_{sz} \frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{c} + c_p \rangle \} \end{aligned} \quad (3-11)$$

と表示できる。服部⁷⁾⁸⁾は水平方向に大きな流速等の勾配をもつ重複波動場における浮遊砂濃度分布に対して(3-11)式を適用した解析を行っている。

一方、水平方向に移流がなく、現象が一様であるとし、

$$\epsilon''_{sz} = - \{ \langle (\bar{c} + c_p) w_{sp} \rangle + \langle c' w'_s \rangle \} / \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \langle \bar{c} + c_p \rangle \right\} \quad (3-12)$$

で定義される拡散係数を用いると(3-11)式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \bar{c} + c_p \rangle - w_f \frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{c} + c_p \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \{ \epsilon''_{sz} \frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{c} + c_p \rangle \} = 0 \quad (3-13)$$

と書き換えられる。

Bakker ら⁹⁾は(3-13)式に位相の関数としての底部濃度を境界条件として与え、浮遊砂濃度の位相変化の計算を行い、その後Fredsoe ら¹⁰⁾、Deigaard¹¹⁾らは同様の方法によって碎波帯内における浮遊砂濃度の時空間変化を計算している。

一方、Nielsen ら¹²⁾は底部で与えるべき境界条件として、位相の関数としての flux を pick - function という形で与え、(3-13)式によって浮遊砂濃度の計算を行っている。

(ii) 浮遊砂濃度の時間変動に対する probabilistic approach

浮遊砂の運動を stochastic process と考え、random walk の理論を適用することによって浮遊砂濃度分布を解析する方法は古くから行われており、Alonso¹³⁾によって解析方法に対する詳細な review が行われている。このような解析方法は大きく2つある。1つは流体中に浮遊する粒子に作用する不規

則変動外力を考慮して導びかれる粒子の存在確率に対する Fokker - Plank の拡散方程式⁶⁾を解く方法で、他の1つは変動外力を考慮して多数の砂粒の移動経路をシュミレートする方法である。著者ら¹⁴⁾は砂れん形成領域において、砂れんによって発生する渦に trap された浮遊砂の移流、拡散によって生ずる浮遊砂濃度を前者の方法で解くことによって時間的に変動する浮遊砂濃度の解析を試み、早川ら¹⁵⁾は後者の方法で砂れんによってまき上げられた浮遊砂運動の解析を行っている。

(iii) 流体中の浮遊粒子の運動

上記いずれの方法においても、流体中に浮遊する砂粒の運動を解析しなければならない。流速 $u_f (= u_f, w_f)$ の流れの中に浮遊する粒径 d 、比重 ρ_s の砂粒子の移動速度 u_s は Lagrange 座標で次の BBO 方程式¹⁶⁾で表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d^3 \rho_s \frac{du_s}{dt} = & \frac{1}{2} \rho |u_f - u_s| (u_f - u_s) C_d \frac{\pi d^2}{4} + \frac{\pi}{6} d^3 \rho \frac{du_f}{dt} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{6} d^3 \rho \\ & \times \left(\frac{du_f}{dt} - \frac{du_s}{dt} \right) + 6 (\pi \rho \mu)^{1/2} \frac{d^2}{4} \int_{t_0}^t \left(\frac{du_f}{d\tau} - \frac{du_s}{d\tau} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \\ & + f + F(t) \end{aligned} \quad (3-14)$$

ここに $f = \{ 0, -(\pi d^3/\sigma)(\rho_s - \rho)g \}$ 、 $F(t)$: 変動外力、 C_d : 抗力係数である。(3-14)式右辺第4項は Basset によって導入された粒子運動の履歴の影響を示すものであり、林ら¹⁷⁾は静水中を沈降する粒子の運動に対してはその影響を無視し得ることを示している。波動場における粒子運動に対する Basset 項の影響は明らかではないが、(3-14)式の解析解を得るためにこの項を無視し、 C_d に対して Stokes の抵抗則 ($C_d = 24/(|u_f - u_s|d/\nu)$) を用いると(3-14)式は次のように変形される。

$$\frac{du_s}{dt} + B u_s = A \frac{du_f}{dt} + B u_f + F_t(t) + C \quad (3-15)$$

$$C = (0, 0, -2(\rho_s - \rho)g/(2\rho_s + \rho))$$

ここに C は吸引力に対応する重力項で、 μ を流体粘性係数とすると

$$A = 3\rho/(2\rho_s + \rho), B = 36\mu/\{(2\rho_s + \rho)d^2\} \quad (3-16)$$

であり、 $F_t(t)$ は変動外力に対する加速度項である。

(3-15)式において、水粒子速度 u_f 及び $F_t(t)$ が与えられれば砂粒移動速度が計算される。 $F_t(t)$ は一般には確率的に変動する外力(揺動力)として与えられることから、(3-15)式はいわゆる Langevin 方程式となる。

ここでは、まず(3-15)式において $F_t(t) = 0$ とおき、揺動力を無視した場合に $u_f = \bar{u}_f + \hat{u}_{fp} \cos \omega t$ で表わされる定常流に正弦的に流速が変動する振動流が重なり合った流体運動場における砂粒移動速度を求める。 $t = 0$ で $u_s = 0$ という初期条件における(3-15)式の解は¹⁸⁾

$$u_s = \overline{u_f}(1 - e^{-Bt}) + \left\{ \hat{u}_{fp}^2 \left(\frac{A^2 \sigma^2 + B^2}{\sigma^2 + B^2} \right) \right\}^{1/2} \{ \cos(\sigma t + \theta) - e^{-Bt} \cos \theta \} \quad (3-18)$$

ここに $\theta = \tan^{-1} \{ B \sigma (1-A) / (A \sigma^2 + B^2) \}$,
 $\sigma = 2\pi/T$ である。(3-18)式より明らかなように、
 t が増加すると $e^{-Bt} \rightarrow 0$ となり砂粒は定常な運動をするようになるが、そのような状態においても水粒子運動と砂粒子運動の間には位相差 θ が存在し、その振幅も異なっている。図3-1～3-3は $\rho_s / \rho = 2.65$ の砂粒が定常運動を始めるまでの時間の指標となる e^{-Bt} , 水粒子及び砂粒子運動の振幅比及び位相差を示したものである。図3-1より明らかなように、砂粒が周囲の流体によって加速され、定常状態に達するまでに必要な時間は粒径によって異なるが、 $d = 0.1$ cm程度の砂粒でも約0.1秒という短時間で定常に達する。図3-2は水粒子速度と砂粒速度の振幅比を振動流の周期 T をパラメータに示したものである。図より砂粒径が大きいほど、周期が短いほど振幅比は小さいが、 $T \geq 2$ 秒においては $d \leq 0.1$ cmの粒子の振幅比は0.9以上である。図3-3は水粒子運動に対する砂粒子運動の位相差を示したものである。同図より $d < 0.13$ cmの粒子に対しては振動流周期が長くなればなるほど位相差が大きくなることがわかる。しかしその最大値は 28° , 時間にして $T/13$ 程度である。服部⁷⁾はこの位相差を空間的な位相差として重複波動場における浮遊砂濃度の解析に導入している。

以上で考察したように、通常周期が3秒程度以上の波浪を対象とする現地海岸における浮遊砂の運動はほぼ水粒子運動に追従し、 $u_s \sim u_f$ とおけるが、実験室スケールの波浪によって生ずる浮遊砂の運動は必ずしも水粒子運動とは一致しないことが明らかになった。しかし、位相差のみについてみると、実験室スケールの波浪によって生ずる浮遊砂の粒径は高々0.5 mm程度であることから、その位相差は 10° (時間にして $T/30$)

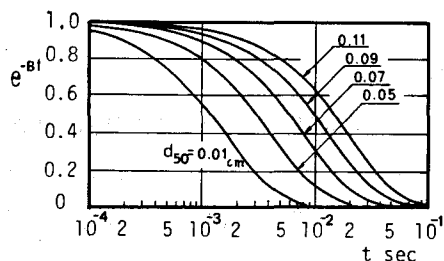


図3-1 なじみ時間

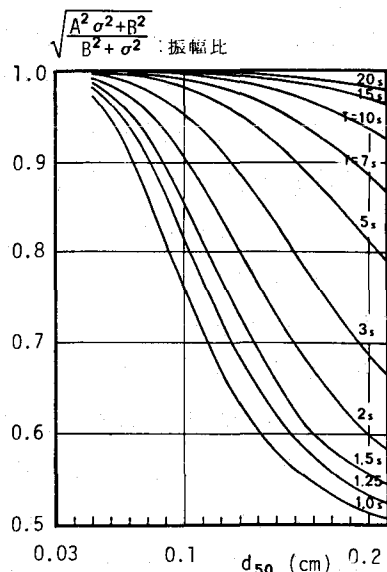


図3-2 速度振幅比

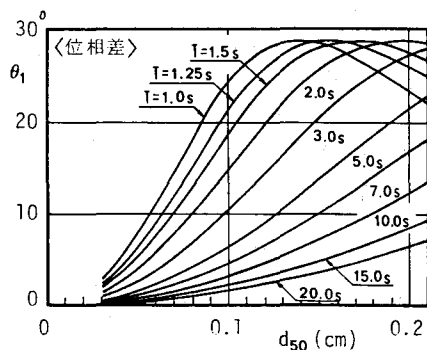


図3-3 位 相 差

以上になり、無視してもさしつかえないものと考えられる。

4. 浮遊砂濃度の計測

本章では、従来浮遊砂濃度がいかなる方法で測定され、どのような結果が得られるかということについて述べる。

4.1 実験室内における浮遊砂濃度の測定

実験室における傾斜海浜上で波作用によって生ずる時間平均浮遊濃度の鉛直分布の最初の測定は、栗原ら¹⁹⁾によって行われた。彼らは傾斜海浜上種々の位置においてサイフォンによって採水することにより、時間平均浮遊砂濃度 $\bar{c}$ の測定を行い、 $z \sim \log \bar{c}$ なる関係があることを見出した。

その後本間ら²⁰⁾は光電管式濃度計を開発し、主として水平床上砂れん形成領域において測定された浮遊砂濃度に基づき、その鉛直分布に対して1次元拡散理論を適用した解析を行っている。本間らによって光電管式濃度計が開発されて始めて浮遊砂濃度の時間変化の測定が可能となった。堀川ら²¹⁾は砂れん形成領域においてフォトトランジスタ式濃度計及び電解式流速計を用いて浮遊砂濃度と水粒子速度の測定を行い、時間平均濃度の鉛直分布から推定される(3-3)式で定義される拡散係数と流速測定結果から得られる渦動粘性係数の比較を行い、前者は後者より1-order大きくなるという結果を得ている。

野田ら²²⁾ら及び細井ら²³⁾も光学式濃度計を用いて水平床砂れん形成領域における浮遊砂濃度の測定を行い、時間平均濃度の鉛直分布に対して定常一次元拡散方程式((3-4)式)を適用した場合の拡散係数及び基準点高さ、濃度等に対する検討を行っている。

一方、Bhattacharya ら²⁴⁾、Nakato ら²⁵⁾はIowa大学で開発された光学式濃度計を用い、傾斜海浜及び振動流中における浮遊砂濃度の測定を行っている。特に後者においては、浮遊砂濃度の測定と同時に行った水粒子速度の詳細な測定結果に基づいて(3-2)式左辺第3項()内の各項の大きさの比較を行い、砂れんの波峯及び波谷いずれにおいても定常一次元拡散理論において仮定されているような鉛直方向浮遊砂量 flux の収支は必ずしもとれていないことを示した。

図4-1はNakato²⁵⁾らによって測定された時間平均濃度の鉛直分布(図(a))及び位相平均濃度 $\langle \bar{c} + c_p \rangle$ (図(b))を示したものである。なお、図の横軸の z^* は砂れん波頂から鉛直上方に測った距離である。まず図(a)に示す時間平均濃度は波れん波峯、波谷にかかわらず底面ごく近傍まで両対数紙上ではほぼ直線分布を示している。つぎに図(b)に示す $\langle \bar{c} + c_p \rangle$ の時間変化一周内に4つのピークが生じている。このような $\langle \bar{c} + c_p \rangle$ の時間変化に現われるピークは、すでに多くの研究者によって指適されて

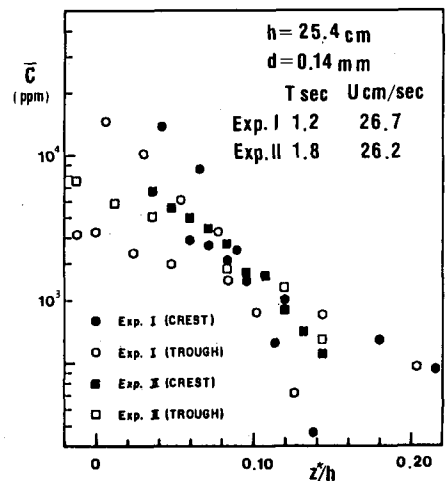


図4-1(a) 砂れん上の時間平均浮遊砂濃度分布 (Nakato ら²⁵⁾による)

いる²⁰⁾ように、砂れんの岸測及び沖測に形成される渦に trap された底質が浮遊砂雲を形成し、それが移流、拡散することによって生ずるものである。また、図(b)においては $z/h = 0.144$ (砂れん頂上 3.66 cm)の高さにおける $\langle \bar{c} + c_p \rangle$ にはもはや明確なピークは生じていない。なお図(b)の $t/T = 0$ は向岸方向最大流速が生ずる位相である。

服部⁸⁾は抵抗式濃度計を開発し、先に述べた重複波動場における浮遊砂濃度の測定を行っている。この抵抗式濃度計は高濃度の測定が可能であることから、その後香取²⁶⁾及び著者ら²⁷⁾によって sheel flow あるいは傾斜海浜上での掃流砂を含む漂砂濃度の測定にも用いられている。

図 4-2 は著者ら²⁷⁾が侵食型海浜変形過程の碎波帯内外において抵抗式濃度計を用いて測定した時間平均濃度の鉛直分布を示す。この場合の実験における入射波は典型的な plunging 型碎波が生じ、碎波帯内に気泡連行を伴う大きな乱れが存在する。図(a)は碎波帯外、図(b)は上記乱れの大きな領域、図(c)は碎波に伴う乱れが減衰した汀線付近における時間平均に度である。図(a)及び(c)に示される $\bar{c}$ は片対数紙上ではほぼ直線分布を示す浮遊砂層から底面近くの掃流砂層をへて静止砂層濃度 c_{max} まで急激に増加する。図(b)に示す $\bar{c}$ は気泡進行のため測定精度が低下し、浮遊砂層上層部での分布形状は不明であるが、底部近くでは下層よりも上層濃度の方が高くなる濃度分布の逆転現象が生じている。このような濃度分布の逆転は現地海岸における碎波帯内においてしばしば観測される。^{34) 35)} また図 4-3 は同じ侵食型海浜変

形過程の碎波点近傍で測定された漂砂濃度及び水位変動の時系列を示したものである。碎波帯内においては、先に述べた砂れん形成領域とは異なり、掃流砂層から浮遊砂層へ底質が供給される地点あるいはその位相が特定できないことから、一般に規則波の作用下においても漂砂濃度の時間変動は不規則なものとなるが、この事実は柴山ら²⁸⁾らによっても指適されている。一方、入射波が plunging 型碎波をする場合は、そこに形成される horizontal roller が底質のまき上げに重要な役割をはたすと言われている。図 4-3 に示す濃度測定点のすぐ沖測においても plunging 型の碎波が生じていたが、碎波点近傍の流体運動を 16mm

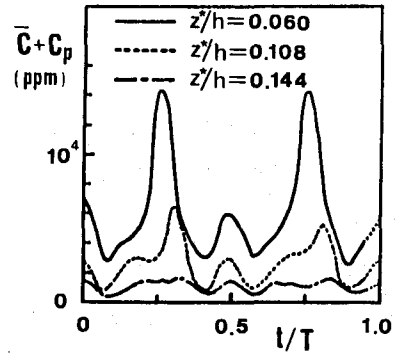


図 4-1(b) 砂れん上の位相平均浮遊砂濃度 (Exp. II) (Nakato ら²⁵⁾による)

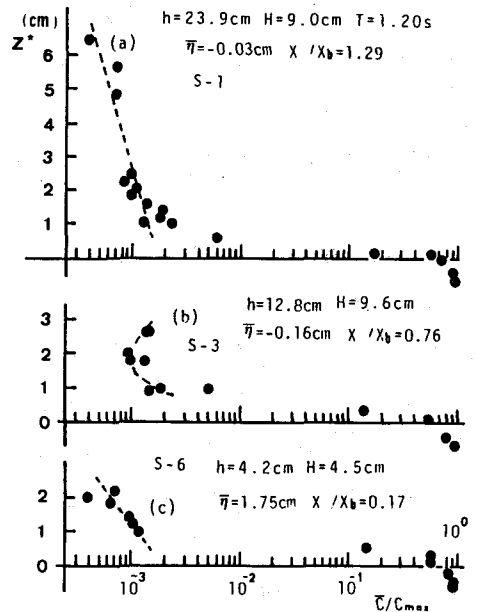


図 4-2 傾斜海浜上の時間平均浮遊砂濃度分布

シネカメラで撮影することによって解析したところ、通常の horizontal roller の形成と同時にその岸側にも回転方向が逆でかつ同程度のスケールを持つ水平渦が形成され、その渦により大量の底質が岸側にまき上げられる現象が観測された。加藤ら²⁹⁾も現地海岸における浮遊砂濃度の時系列解析から同様の底質のまき上げ機構が存在する可能性を示唆している。

砕波帯内における他の底質の浮遊機構は、Brenninkmeyer³⁰⁾によって指摘されているように edgewave, bore 同志の相互干渉あるいは bore と backwash の干渉等によって砕波帯内に間欠的に生ずる大きな乱れが考えられる。

このように、砕波帯内においては掃流砂層から浮遊砂層への底質の供給は、砂れん形成領域とは異なり大変不規則なものとなり、したがって図4-3に示されるように海底面上 2.4 cm の高さにおける濃度の時間変化は入射波の波形とは明確な対応を示さず white noise 的なものとなっている。

4.2 現地海岸における浮遊砂濃度の測定

現地海岸における最も一般的な浮遊砂濃度測定方法は、浮遊砂を含む海水を採水し、その中に含まれる浮遊砂量を測定する方法である。種々の採水方法が行われているが、大別するとポンプ等により長時間採水してその間の平均的な濃度を測定する方法^{31) 32) 33)}と、来襲波の位相に対応して瞬間的に採水する方法がある。^{34) 35)} 前者の方法においては浮遊砂濃度が採水速度に影響されること、後者においては、資料をいかに単時間に効率的に採水するかという問題はあるが、すでにこれらの方法によって多数の現地海岸における浮遊砂濃度の測定が行なわれている。

一方、Brenninkmeyer³⁰⁾は現地海岸用の光学式濃度計を開発し、加藤ら²⁹⁾も同様の装置を用いて砕波帯内浮遊砂濃度の時間変動特性に対する解析を行っている。

その他、海水と底質砂の r 線吸収量の差異を利用した濃度計²⁸⁾も開発されている。

5. 拡散係数及び基準点濃度について

3章で述べたように、浮遊砂濃度の計算を行うためには拡散係数及び底部での境界条件としての基準点濃度を知る必要がある。そこで最後にこれらの量に関する最近の研究成果について紹介しておく。

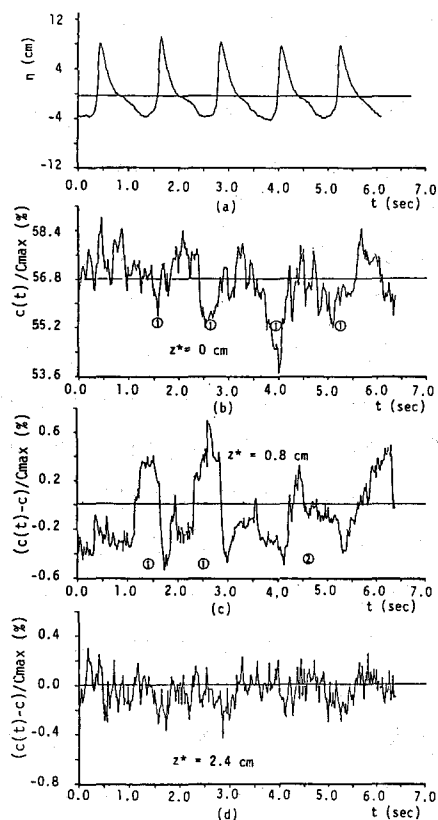


図4-3 砕波帯内における浮遊砂濃度の時間変化

5-1 拡散係数について

波動によって生ずる拡散係数は、3章で述べたように時間平均濃度を対象とするかあるいは位相平均濃度を対象にするかによって定義が異なる。しかし、いずれにしる従来は開水路における浮遊砂に対する拡散と同様に速度スケール V_s 及び長さスケール l の積

$$\epsilon_{sz} \sim V_s \times l$$

で表現され、 V_s 及び l に対して本間ら²⁰⁾岸ら³⁷⁾によって最初のモデルが提案されて以来さまざまなモデルが提案されている。それらは大別すると、渦動粘性係数 ϵ_t と同様流体運動の乱れエネルギー輸送方程式に基づいて、あるいは過動粘性係数と同じ型で定式化されたものと、底質浮遊にかかわると考えられる長さ及び速度スケールを経験的に導入して定式化されたものがある。本章では浮遊砂層最下端から鉛直上方に z 軸をとった座標系で考える。

乱れエネルギー $q^2/2$ の輸送方程式は次式で表わされる。

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{q^2}{2} \right) = \beta_1 q l \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 - r_1 \frac{q^3}{l} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\beta_2 q l \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) \quad (5-1)$$

ここに l は混合長で β_1 、 β_2 及び r_1 は経験定数である。沢本ら³⁸⁾は砂れん上での水粒子速度の詳細な測定を行い、砂れん上の流れ場を砂れんによる渦の形成、崩壊が生ずる渦層とその上の乱れが拡散していく拡散層に分離し、拡散層における浮遊砂の拡散係数が乱れエネルギーの拡散係数に比例すると考えて時間平均的濃度の鉛直分布を計算している。すなわち、まず拡散層においては乱れの拡散項と逸散項((5-1)式右辺第2, 3項)のみが重要で、それらがつりあっているとし、 l は z には独立であると仮定して

$$q^2 = q_o^2 \exp \left\{ \frac{1}{l} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{r_1}{\beta_2}} (z_o - z) \right\}$$

を導びき、さらに $q^2 \sim \bar{w}^2$ と考え、砂れん上で実測された $\bar{w}^2$ の鉛直分布と上式を比較することにより混合長 l が

$$l = 0.45 \eta_r \quad \eta_r : \text{砂れん波高} \quad (5-2)$$

で表わされることを示した。ここに q_o^2 は $z = z_o$ における乱れ強度で $r_1 = 0.124$ 、 $\beta_2 = 0.369$ としている。さらに(3-3)式における拡散係数 ϵ_{sz} に対して α を比例定数として

$$\epsilon_{sz} = \alpha \epsilon_t = \alpha \beta_2 q l \quad (5-3)$$

という表現を用いて時間平均浮遊砂濃度を計算し、砂れん上で実測した浮遊砂濃度と比較することにより α が15~45の範囲の値をとることを示している。この α は乱流中の物質輸送における乱流シュミット数に対応するものであり、通常1以下(あるいは1のオーダー)であることが知られている。¹⁶⁾しかし、波動場で形成される砂れん上での底質浮遊においては、(3-3)式より明らかなように $\overline{c'w'_s}$ という乱れによる浮遊砂量 flux 以外に $\overline{c_p w_{sp}}$ という位相変動成分による寄与を考慮しなければならない。Nakatoら²⁵⁾によってすでに指適されているように、砂れん形成領域における浮遊砂に対してはむしろ後者の方が卓越しているものと考えられ、これらが沢本らが提案した拡散係数における α が大きな値を示す一因ではない

かと思われる。

また、Deigaavd ら¹¹⁾は(3-13)式に基づいて spilling 型碎波が生ずる碎波帯内における浮遊砂濃度の位相及び鉛直方向変化を計算するにあたり、(5-1)式中の乱れエネルギー主成項(右辺第1項)に対して bore モデルから求まる波動エネルギー逸散量を適用し、 $\epsilon_i = l\sqrt{q^2}$ で定義される乱れエネルギー拡散係数を用いて q^2 を計算し、さらに ϵ_i と同じ浮遊砂拡散係数を用いている。ただし、(5-1)式において $r_1 = 0.08$, $\beta_2 = 1.0$ とし、混合長 l に対しては

$$l = \begin{cases} r_1^{1/4} \cdot \kappa z & \kappa : \text{karman 定数} \quad z \leq 0.07 h / r_1^{1/4} \\ 0.07 h & h : \text{水深} \quad z \geq 0.07 h / r_1^{1/4} \end{cases} \quad (5-4)$$

で表わされる2層モデルを用いている。

一方、経験的に速度スケール及び長さスケールを決定する場合は、通常速度スケールとしては底部における摩擦速度 u^* が用いられ、長さスケールとしては底部における水粒子運動の軌道長 a_0 ³⁹⁾ , 砂れん波高あるいは底質粒径から決定される粗度高さ¹²⁾ , あるいは開水路で用いられている種々の型の混合長¹⁰⁾ が用いられている。

以上拡散係数に対する種々のモデルについて述べた。それらのモデルによると、あるものは z には無関係な定数となり、あるものは z の関数となり、また浮遊砂濃度の位相変化を計算する場合の拡散係数は当然位相の関数となっているものが多い。しかし、問題はどのモデルに基づく拡散係数が最も現象をよく説明し得るかということである。

Kennedy ら¹⁾は平均粒径 0.14 mm の底質を用いた水平床上で形成される砂れん上で測定された時間平均浮

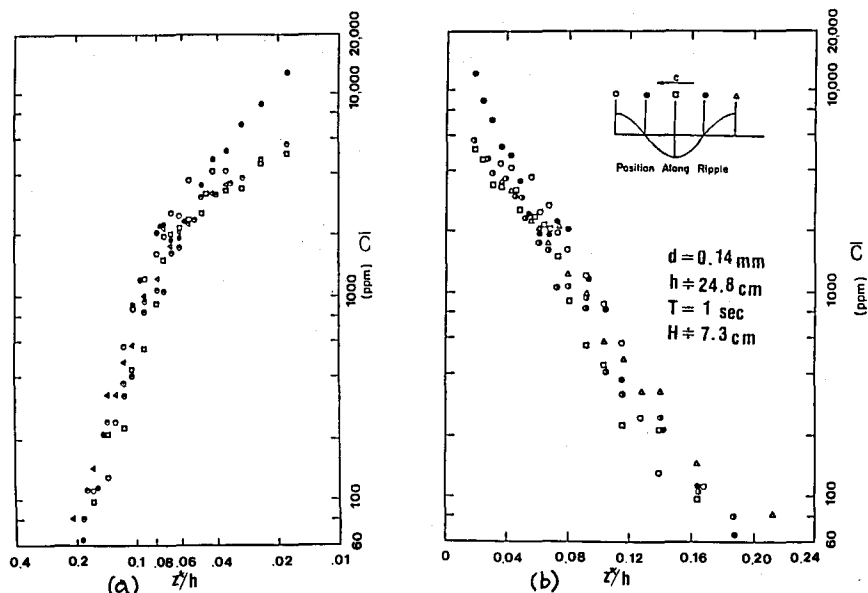


図 5-1 時間平均浮遊砂濃度分布 (Kennedy ら¹⁾による)

遊砂濃度の鉛直分布に対して図5-1に示す通りの整理を行った。すなわち、図(a)では $\bar{c}$ は両対数紙上で2本の直線で表わされ、図(b)では片対数紙上で直線で表わされる。すなわち前者は ϵ_{sz} が z の1次の関数であることを示し、後者は ϵ_{sz} が z に無関係な定数であることを示している。このことは、Kennedyらも指摘しているように、実測される時間平均濃度の鉛直分布は拡散係数の型には敏感ではないことを如実に表わしている。著者ら¹⁰⁾はさらに両対数紙上で直線分布する時間平均濃度を片対数紙上にプロットするといわゆるくの字型分布を示す例を示している。したがって、時間平均濃度の鉛直分布形を予測する場合は、拡散係数の分布形に対する詳細な議論よりもむしろその平均的な大きさを把握することが実用上重要な問題となる。また、先に述べた時間平均濃度の鉛直分布における折曲点は、従来基準点濃度を与える高さとして定義されてきたが、この点に対してもその上述の理由により明確な物理的意味はあいまいなものとなる。

5.2 基準点及び基準点濃度について

(j) 浮遊砂濃度に対する境界条件

まず(3-4)式あるいは(3-13)式に基づいて時間平均濃度 $\bar{c}$ あるいは位相平均濃度 $\langle \bar{c} + c_p \rangle$ を予測する場合を考える。この場合の境界条件の一つは自由表面(平均水面)を通じての浮遊砂量 flux が0という条件で、他の一つは底面近傍の基準点における濃度 c_o あるいは鉛直方向 flux Q_o で与えられる。これらの境界条件は次のように表わされる。

$z = h - \delta_b + \bar{\eta}$ (平均水面, $\bar{\eta}$: 平均水位変動量)で

$$-\epsilon_{sz} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = 0 \quad \text{あるいは} \quad -\epsilon_{sz}'' \frac{\partial \langle \bar{c} + c_p \rangle}{\partial z} = 0 \quad (5-5)$$

$z = z_o$ (基準点, z_o : 基準点高さ)で

時間平均濃度 $\bar{c}$ に対して

$$\bar{c} = c_o \quad \text{あるいは} \quad \overline{c'w'} + \overline{c_p w_{sp}} = -\epsilon_{sz} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = Q_o \quad (5-6)$$

位相平均濃度 $\langle \bar{c} + c_p \rangle$ に対して

$$\langle \bar{c} + c_p \rangle = c_o(t) \quad \text{あるいは} \quad \langle c'w'_s \rangle + \langle c_p w_{sp} \rangle = \epsilon_{sz}'' \frac{\partial \langle \bar{c} + c_p \rangle}{\partial z} = Q_o(t) \quad (5-7)$$

(3-4)式に基づいて $\bar{c}$ を計算する場合は、水平方向に移流がない(x 方向に平滑化された)浮遊砂濃度が対象となることから、この場合は鉛直方向の浮遊砂量 flux の平衡条件のみによってその鉛直分布が決まる。したがって、(3-3), (3-4)式より

$$Q_o = c_o \cdot w_f \quad (5-8)$$

となり、当然のことながら(5-6)式のいずれの形の境界条件を与えても予測される濃度分布の形は同一である。

ついで、(3-13)式に基づいて位相平均濃度を計算する場合を考える。この場合も水平方向の移流を考慮していないことから、一周期における鉛直方向の浮遊砂量 flux はつり合う。また、前節で述べたように濃度の鉛直分布形は拡散係数の鉛直分布形には敏感ではないことから、以下では ε_{sz}'' が時間的、空間的に一定値をもつものとする (5-7) 式で表わされる 2 種類の境界条件に対する解析解は

$z = z_0$ で $\langle \bar{c} + c_p \rangle = c_o(t)$ に対して

$$\langle \bar{c} + c_p \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \left[f_{1n} \exp \left\{ -\frac{w_f}{2\varepsilon_{sz}''} (1+A_n)z \right\} \cdot \exp \left\{ i \left(-\frac{w_f}{2\varepsilon_{sz}''} B_n z + \sigma_n t \right) \right\} \right] \quad (5-9)$$

$z = z_0$ で $\langle \bar{c}_p \bar{w}_{sp} + \bar{c}' w_s' \rangle = -\varepsilon_{sz}'' \partial \langle \bar{c} + c_p \rangle / \partial z = Q_o(t)$ に対して

$$\langle \bar{c} + c_p \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} f_{2n} \frac{2}{w_f(1+A_n+B_n i)} \exp \left\{ -\frac{w_f}{2\varepsilon_{sz}''} (1+A_n)z \right\} \exp \left\{ i \left(-\frac{w_f}{2\varepsilon_{sz}''} B_n z + \sigma_n t \right) \right\} \quad (5-10)$$

ここに

$$A_n = (1 + 16 \varepsilon_{sz}''^2 \sigma_n^2 / w_f^4)^{1/4} \cos(\theta/2), B_n = (1 + 16 \varepsilon_{sz}''^2 \sigma_n^2 / w_f^4)^{1/4} \sin(\theta/2)$$

$$\theta = \tan^{-1}(4 \varepsilon_{sz}'' \sigma_n / w_f^2), \quad \sigma_n = 2\pi n / T$$

で、

$$\begin{aligned} C_o(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} f_{1n} \cdot e^{i\sigma_n t}, \\ Q_o(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} f_{2n} \cdot e^{i\sigma_n t}, \end{aligned} \quad (5-11)$$

となる。ただし、上記解は $Z_0^K = 0$ で (5-7) 式の境界条件を与えた。この場合も $\bar{c}$ 同様いずれの境界条件を用いても解の型は当然同風となり、 $c_o(t)$ と $Q_o(t)$ は

$$f_{1n} = f_{2n} \{ 2 / w_f / (1 + A_n + B_n i) \} \quad (5-12)$$

を介して関係づけられる。

一方、(3-6)あるいは(3-7)式で表わされる水平方向に移流がある場合は、先に述べた 2 つの場合とは異なり非平衡状態の浮遊砂もとつりあうことができる。この場合の境界条件は(3-8)式の ΔQ で与えられる。その表現方法については種々の形の経験式が提案されている。^{4) 3)}

(ii) 基準点高さと基準点濃度

以上で考察したように、平衡状態における浮遊砂濃度に対する境界条件は濃度で与えても flux で与えても結果は同じである。したがって、ここでは境界条件を濃度で与えることを考える。このとき考慮しなければならないのは、時間平均濃度あるいは位相平均濃度に対して(3-4)あるいは(3-13)式がどの程度の範囲で適用されるかということである。従来この適用限界、すなわち基準点については時間平均濃度の鉛直分布における折曲点にとられていた。しかし、このような折曲点は先に述べたようにデータ処

理のしかたによって異なり、さらに一般には明確ではない。

沢本ら⁴⁰⁾は砂れん形成領域における適用範囲を先に述べた拡散層と考え、一周期内に渦層にとりこまれる掃流砂量から渦層内の時間平均濃度を求め、それを基準点濃度として次式の c_o を与えている。

$$c_o = \{ 2 \rho g (\rho_s / \rho - 1) / (l_r w_f T) \} Q_b \quad (\text{重量濃度}) \quad (5-13)$$

ここに l_r は砂れん波長 Q_b は半周期掃流砂量である。沢本らはこの c_o を砂れん頂上を通過する渦の外縁の高さで与えているが、(5-13)式で表わされる c_o には渦層厚さが explicit には含まれていない。したがって、それを与える高さが異なれば鉛直方向に積分された全浮遊砂量の値が異なっているため、基準点の明確な定義が必要となろう。

一方、先に述べたように、特に傾斜海浜上で測定された時間平均濃度の鉛直分布には明らかな折曲点が見られない。厳密には少なくとも砂れん一波長以上にわたって空間的に平均された濃度の鉛直分布に基づいて議論しなければならないが、たとえば図4-1.2に示されるように時間平均濃度はかなり底面に近い位置まで直線分布をする。このような分布形をみるかぎりには、実用上は(3-4)式の適用可能な範囲を底面まで広げてよさそうである。著者はこのような考えで $z = 0$ を基準と考え、砂れんによって形成される渦に trap される底面の重量はその渦のもつ運動エネルギーに比例するといういわゆる power model 同様の考え方に基づき次式で示される c_o を導びいた。⁴¹⁾

$$c_o = 0.347 \{ 0.688 \hat{u}_f^2 / (1.13 (\rho_s / \rho - 1) g w_f T) \}^{1.77} \quad (\text{体積濃度}) \quad (5-14)$$

ここに $\hat{u}_f$ は底部における水粒子速度の振幅である。なお、(5-14)式の c_o は Bagnold によって示されている掃流砂濃度の最大値 $c_{b \max} = 0.3$ を上限界とする。

flat bed あるいは碎波帯内において前章で述べたように砂れん形成領域とは異なり決定論的に定量化できる浮遊砂の Source が存在しない。したがって、この領域における基準点濃度はもっぱら掃流砂濃度との関係で論議されている。Fredsoe¹⁰⁾ は flat bed 上における浮遊砂濃度の位相変化を計算するにあたり、底質粒径の2倍の掃流砂層厚を考え、Shields 数 φ の関数として図5-2のように与えられる掃流砂濃度を c_o として与えている。ここに φ は位相の関数として与えられる底部摩擦速度 $u^*(t)$ に対して

$$\varphi = \{ u^*(t) \}^2 / (\rho_s / \rho - 1) g d \quad (5-15)$$

で定義される。

Bakker⁹⁾ は振動流によって生ずる浮遊砂濃度位相変化の計算に Einstein⁴²⁾ によって導びかれた pick-up rate を c_o として与えている。

以上で述べた基準点及び基準点濃度は、主として実験室において規則波用いて得られた実験結果に基づいて定式化されたものである。したがって、周期、波高とも不規則で、さらに海浜流、河川流等との複雑な干渉が生ず

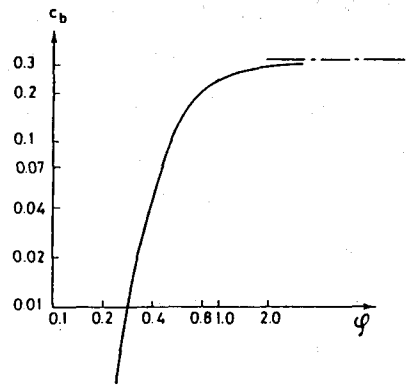


図5-2 基準点濃度
(Fredsoe¹⁰⁾による)

る現地海岸における浮遊砂にこれらの結果がどの程度適用し得るかは現在のところ不明であり、この点を明らかにするためには浮遊砂濃度に対する詳細な現地観測が要求される。

6. お わ り に

以上主として実験室で得られた種々の知見に基づき、浮遊砂濃度がいかに予測(計算)されるかということに関する従来の考え方について述べた。しかし、実験の現象と予測に用いられるモデルの間には実験室で規則波によって生ずる浮遊砂についてみてもまだまだ大きなギャップがある。したがって、不規則な波浪が来襲する現地海岸における非砂波及び碎波領域を含む広範な領域の底質の浮遊現象を統一的に表現するためには解決しなければならない問題が数多く残されている。あるいは底質の浮遊現象に対する大胆な発想の転換が必要かも知れない。そういう意味では研究のテーマ探しに苦勞しなくてよい分野である。

最後にあまりにも多くのことを書こうとしたためにすべてが中途半端な記述で終わってしまったことを反省しているが、本稿がこの方面の研究の進展の一助となれば望外の喜びである。

参 考 文 献

- 1) Kennedy, J.F. and F.A. Locher : Sediment suspension by water waves, in Waves on Beaches, R.E. Meyer (ed.), Academic Press, pp 249 ~ 295, 1987
- 2) Bijker, E.W. : Sedimentation in channels and trenches, Proc. 17th ICCE, pp 1708 ~ 1718, 1980
- 3) 榎木亨・李宗燮・出口一郎 : 河口周辺の海浜流及び地形変動モデルに関する研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp 411 - 415, 1984
- 4) 細川恭史・田中則男・久高将信・佐藤勝弘 : トレンチ内に堆積する浮泥量の予測手法と現地への適用例, 第33回海岸工学講演会論文集, pp 312 - 316, 1986
- 5) 入江功・栗山善昭・田川昌宏 : 物理モデルと数値モデルとの組合せによる海底地形の予測, 第32回海岸工学講演会論文集, pp 345 - 349, 1985
- 6) 堀淳一 : ランジュバン方程式, 岩波叢書, 1987
- 7) 服部昌太郎 : 重複波による底質の浮遊機構, 第16回海岸工学講演会論文集, pp 147 ~ 152, 1969
- 8) 服部昌太郎 : 重複波による底質の浮遊砂濃度分布, 第17回海岸工学講演会論文集, pp 225 ~ 228, 1970
- 9) Bakker, W.T. : Sand concentration in an oscillatory flow, Proc. 14th ICCE, pp 1129 ~ 1148, 1974
- 10) Fredsøe, J., O.H. Andersen and S. Siberg : Distribution of suspended sediment in large waves, Jour. ASCE, vol. 111, No. ww6, pp 1041 ~ 1059, 1985
- 11) Deigaard, R., J. Fredsøe and B. Hedegaard : Suspended sediment in the surf zone, Jour. ASCE, Vol. 112, No. ww1, pp 115 ~ 128, 1986

- 12) Nielsen, P., J. A. Svendsen and C. Staub : Onshore – offshore sediment movement on beach, Proc. 16th ICCE, pp 1475 ~ 1492, 1978
- 13) Alonso, C. V. : Stochastic models of suspended sediment dispersion, Jour, ASCE, Vol. 107, No. HY6, pp 733 ~ 756, 1981
- 14) 出口一郎・樫木亨：浮遊砂濃度の時間変動に対する解析，昭和59年度関西支部年次学術講演会講演概要集，1987
- 15) 早川典夫・多仁正芳・涌井正樹：砂連上の砂移動機構と岸沖漂砂量公式の検討，第32回海岸工学講演会論文集，pp 288 ~ 292, 1985
- 16) Hiuze, J. O. : Turbulence, McGraw – Hill, pp 353 ~ 361, 1959
- 17) 林泰造・大橋正和：流体中を沈降する粒子の乱流特性について，第24回水理講演会論文集，pp 7 ~ 12, 1980
- 18) 樫木亨：不規則波による海浜変形の予測手法の開発，昭和55.56年度科学研究費補助金（一般研究B）研究成果報告書，昭和58年3月
- 19) 栗原道徳・篠原謹爾・椿東一郎・吉岡益男：波による海浜の砂移動，第3回海岸工学講演会講演集，pp 151 ~ 158, 1956
- 20) 本間仁・堀川清司・鹿島遼一：波による浮遊砂に関する研究，第11回海岸工学講演会論文集，pp 159 ~ 168, 1964
- 21) 堀川清司・渡辺晃：波運動に伴う乱れと底質の浮遊，第17回海岸工学講演会論文集，pp 229 ~ 234, 1970
- 22) 野田英明・岩佐敏博：波による底質の浮遊機構(I)，第18回海岸工学講演会論文集，pp 349 ~ 353, 1971
- 23) 細井正延・稲垣青生：波による浮遊砂の濃度分布について，第22回海岸工学講演会論文集，pp 325 ~ 328, 1975
- 24) Bhattacharya, P. K. and J. F. Kennedy, Suspended sediment in shoaling wave, Proc, 14th IAHR ppD17-1-D17-8, 1971
- 25) Nakato, T., F. A. Locher, J. R. Glover and J. F. Kennedy : Wave entrainment of sediment from rippled bed, Jour. ASCE, Vol. 103, No. ww1, pp 83 ~ 99, 1977
- 26) 香取完和・渡辺晃・堀川清司：シートフロー状態の底質移動に関する研究，第27回海岸工学講演会論文集，pp 202 ~ 206, 1980
- 27) Deguchi, I. and T. Sawaragi : Calculation of the rate of net on – offshore sediment transport on the basis of flux concept, Proc, 19th ICCE, pp 1325 ~ 1341, 1984
- 28) 柴山知也・堀川清司・村野正明：砕波帯内の浮遊漂砂量の計測，第30回海岸工学講演会論文集，pp 219 ~ 223, 1983

- 29) 加藤一正・田中則男：砕波帯内の浮遊砂に関する現地観測：第30回海岸工学講演会論文集，
pp 224～228， 1983
- 30) Brenniukmeyer, B.M. : Mode and period of sand transport in the surf zone, Proc. 14 th
ICCE, pp 812～827, 1974
- 31) Watts, G.M. : Developement and field test of a sampler for suspended sediment in
wave action, BEB. Tech. memo. No. 34, 1953
- 32) Fairchild, I.C. : Longshore transport of suspended sediment, Proc. 13rd ICCE,
pp 1062～1088, 1972
- 33) Kilner, F.A. : Measurement of suspended sediment in the surf zone, Proc. 15th ICCE,
pp 2045～2059, 1976
- 34) Kana, T.W. : A new apparatus for collecting simultaneous water samples in the surf
Jour. Sedi. Petro., vol. 46, No. 4, pp 1031～1034, 1976
- 35) 田中則男：砕波帯内における浮遊砂分布の一観測例とその観測方法について，第22回海岸工学講演会
論文集， pp 319～324， 1975
- 36) Antsyferov, S.M., T. Basinski and N.V. Pykhov : Measurements of coastal suspended
sediment concentration, Coastal Engineering, Vol. 7 pp 145～166, 1983
- 37) 岸力：波動による底質の浮遊に関する研究ノート，海岸災害研究ニュース，第2号，1964
- 38) 沢本正樹・山下俊彦・北村匡：砂漣上の乱れ強度分布と浮遊砂濃度分布，第28回海岸工学講演会論文
集， pp 232～236， 1981
- 39) Skafel, M.G. and B.G. Krishnappan : Suspended sediment distribution in wave field,
Jour. ASCE, Vol. 110, No. WW2, pp 215～230, 1984
- 40) 沢本正樹・山口清一：波によって生ずる砂れん近くの流れのモデル化と浮遊砂濃度の算定法，土木学会
論文報告集，第288号， pp 107～113， 1979
- 41) 出口一郎：漂砂移動と海浜変形に関する基礎的研究，大阪大学学位論文，1984
- 42) Einstein, H.A. : Sediment transport by wave action, Proc. 13rd ICCE, pp 933～952,
1972